

04;05;12

## Исследование механизма электрического пробоя ионных кристаллов в наносекундном диапазоне

© В.Д. Куликов

Томский политехнический университет,  
634050 Томск, Россия  
e-mail: kulikov@list2.epd.tpu.edu.ru

(Поступило в Редакцию 10 января 2003 г. В окончательной редакции 20 мая 2003 г.)

Исследованы закономерности электрического пробоя ряда щелочно-галоидных кристаллов при длительности приложения поля  $\sim 10$  ns. Отмечено существование двух различных каналов разряда с анода: первичного и основного. Показано, что при наличии первичного канала основной канал возникает при статических пробивных напряжениях. В отсутствие первичного основной канал формируется при пробивных напряжениях, превышающих в  $\sim 4$  раза статические. Рассмотрено образование основного канала пробоя по механизму каскадных оже-переходов. Предполагается, что в образовании первичного канала разряда существенную роль играет генерация и миграция линейных дефектов. Эффект увеличения импульсной электрической прочности кристаллов связывается с условиями протекания тока через границу металл-диэлектрик.

### Введение

Импульсный электрический пробой твердых диэлектриков остается актуальной проблемой при разработке и эксплуатации различных электротехнических устройств, начиная от высоковольтных установок и кончая элементами микроэлектроники. Характерной особенностью импульсного пробоя как щелочно-галоидных кристаллов [1–3], так и сложных ионных соединений (например, стекла [1], перхлората аммония [4]) является увеличение пробивного напряжения с укорочением длительности импульса. Сквозной канал пробоя в щелочно-галоидных кристаллах в электрических полях длительностью  $\sim 30$  ns возникает при напряжениях, превышающих в  $\sim 2.5$  раза квазистатические (длительность приложения поля  $\sim 1$   $\mu$ s и более) [2]. Структура канала анодного пробоя зависит от напряженности электрического поля. В кристалле NaCl при напряжениях, близких к пробивным в статическом режиме, в анодной области формируется первичный канал пробоя, ориентированный по „катодному“ направлению  $\langle 100 \rangle$ . Протяженность этого участка колеблется в пределах 50–500  $\mu$ m. Затем канал разряда начинает распространяться по „разрешенному“ направлению  $\langle 110 \rangle$ . Первичный участок прорастает с дозвуковой скоростью, скорость по разрешенному направлению  $\sim 10^7$  cm/s. С увеличением напряжения протяженность первичного канала уменьшается до визуально неразличимых размеров [2,3].

Исходя из сказанного, можно предположить, что в формировании первичного и разрешенного (основного) каналов участвуют разные механизмы пробоя.

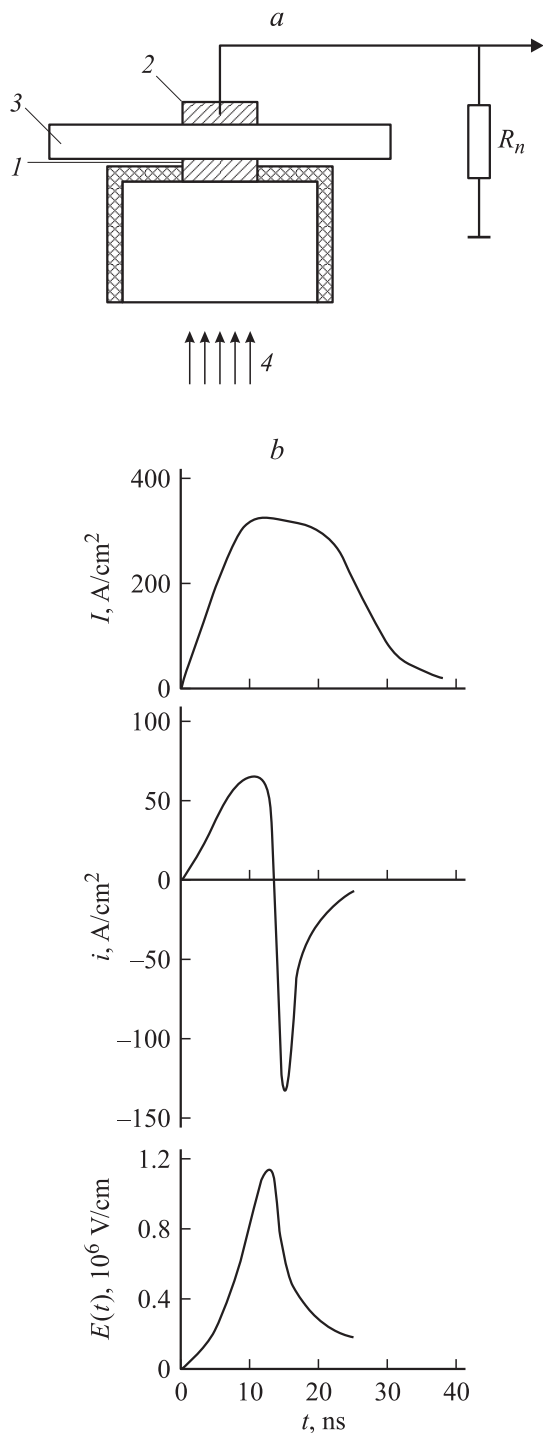
В данной работе исследовался электрический пробой ряда щелочно-галоидных кристаллов в импульсном поле длительностью  $\sim 10$  ns. Изучена структура каналов разряда. Сделаны оценки пробивных напряжений. Рассмотрен механизм пробоя в импульсных электрических полях.

### Методика измерений и результаты

В эксперименте исследовались образцы щелочно-галоидных кристаллов с поперечными размерами  $40 \times 40$  mm и толщиной  $d \sim 0.3$ –6 mm. В качестве генератора импульсных напряжений использовался электронный пучок ускорителя ГИН-400 (максимальная энергия электронов  $\sim 0.3$  MeV, плотность тока пучка  $\sim 300$  A/cm<sup>2</sup>, длительность импульса  $\sim 18$  ns). Образцы устанавливались между двумя Al электродами диаметром  $\sim 8$  mm и толщиной  $\sim 1$  mm (рис. 1, a). Электронный пучок попадал в нижний электрод. В этом случае при облучении формируется конденсатор с отрицательным зарядом в Al мишени и наведенным положительным зарядом в верхнем электроде. Для максимального накопления заряда нижний электрод крепился на диэлектрической подставке. Облучение проводилось при комнатной температуре в вакууме (0.13 Pa).

Для оценки напряженности поля  $E$  использовалась методика, основанная на измерении импульсных токов, протекающих в цепи заряжения образца в момент импульса радиации [5,6]. Плотность тока смещения  $i$  связана с  $E$  зависимостью  $i = \epsilon \epsilon_0 \partial E / \partial t$ , где  $\epsilon \epsilon_0$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость образца. Плотность тока  $I$  на верхнем электроде пропорциональна диэлектрической проницаемости материала и обратно пропорциональна толщине образца, что согласуется с законом заряжения плоского конденсатора. Напряженность электрического поля  $E(t)$  получена интегрированием  $i$  по времени. Пиковая напряженность  $E_m$  зависит от толщины образца как  $E_m \sim 1/d$ .

На рис. 1, b приведены временные зависимости плотности тока пучка ускорителя  $I$ , плотности тока смещения  $i$  и напряженности электрического поля  $E(t)$  в образце NaCl толщиной 5.1 mm. В рассмотренных условиях облучения диэлектрика длительность импульса поля (на полувысоте)  $\sim 10$  ns, пиковое значение  $E_m \sim 1.1 \cdot 10^6$  V/cm.

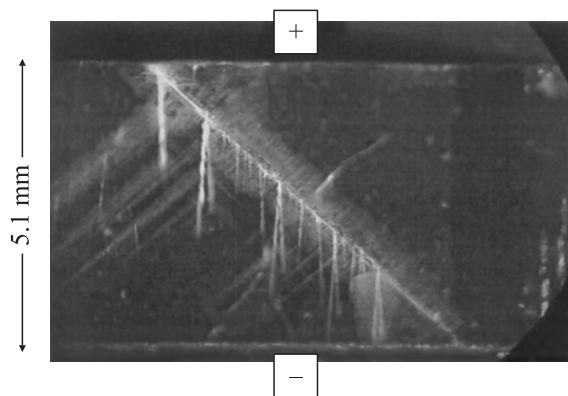


**Рис. 1.** Схема эксперимента. *a*: 1, 2 — электроды, 3 — диэлектрик, 4 — электронный пучок,  $R_n$  — сопротивление нагрузки. *b*:  $I$  — плотность тока электронного пучка,  $i$  — плотность тока смещения,  $E(t)$  — импульс поля в образце NaCl толщиной 5.1 mm.

Процесс образования каналов пробоя исследовался в зависимости от значения приложенного напряжения. В момент действия электрического поля канал разряда фиксировался визуально по свечению в межэлектродной области, после облучения — по следам

разрушения. Каналы пробоя в образцах идут со стороны положительного электрода и расположены, как правило, под его краями. Пластины NaCl толщиной 5–6 mm ( $E_m \sim 0.9–1.12 \cdot 10^6$  V/cm) пробивались после 10–12 импульсов напряжения. Однако после первых 5–6 импульсов свечения не наблюдалось и отсутствовало разрушение материала под положительным электродом. За последующие 5–6 импульсов канал пробоя прорастал от импульса к импульсу на всю толщину образца. В анодной области яркость свечения значительно меньше, чем в канале разряда. Существенно отметить, что при толщине образцов 3.7–4 mm (значение  $E_m \sim 1.5 \cdot 10^6$  V/cm близко к статической электрической прочности [1]) после 1–2 импульсов напряжения свечения и пробоя под анодом не видно, но следующий импульс приводил к сквозному пробояю образца. В эксперименте не удалось обнаружить в явном виде канал первичного пробоя на направлении  $\langle 100 \rangle$ , хотя признаки такого пробоя имели место: слабое свечение и незначительное разрушение материала в прианодной области [3]. Характерный вид структуры канала пробоя в кристалле NaCl показан на рис. 2 для образца толщиной 5.1 mm после 10 импульсов напряжения. Основной канал идет от верхней поверхности (со стороны положительного электрода) до нижней по „разрешенному“ направлению  $\langle 110 \rangle$  и приводит к заметному разрушению твердого диэлектрика. Видимо, первичный канал разряда совмещен с основным в области анода и отдельно не проявляется. Структура канала анодного основного разряда при импульсном и статическом пробое не различаются. Критерием пробоя без начального участка разряда может служить образование сквозного канала пробоя с первого импульса. В NaCl такой канал образуется при толщине  $\sim 1$  mm ( $E_m \sim 5.6 \cdot 10^6$  V/cm).

Для кристаллов KI, NaCl, LiF каналы основного пробоя ориентированы в направлении  $\langle 110 \rangle$ , для KBr, RbCl, KCl — в направлении  $\langle 100 \rangle$ . При длительности приложения поля  $\sim 10$  ns средние значения пробивной прочности, соответствующие началу образования канала сквозного пробоя с одного импульса, составляют: для KI  $\sim 2.24$  MV/cm, для KBr  $\sim 2.8$  MV/cm, для RbCl  $\sim 3.1$  MV/cm, для KCl  $\sim 3.73$  MV/cm, для NaCl



**Рис. 2.** Канал пробоя в образце NaCl.

~ 5.6 MV/cm, для LiF ~ 18.5 MV/cm. Согласно этим данным, импульсная электрическая прочность превышает статическую в 3.7–4 раза, для образцов LiF — в 6 раз. Пиковая напряженность держится ~ 10 ns, длина канала основного разряда ~ 1 mm, получаем значение скорости ~  $10^7$  cm/s, что удовлетворительно согласуется с данными [2,3].

В эксперименте исследовалось влияние рентгеновского излучения на электрическую прочность кристаллов. Рентгеновское излучение возникает при торможении электронов пучка в Al мишени. Максимум спектра тормозного излучения находится в области низких значений энергии. С помощью He–Ne лазера проведено зондирование уровня поглощения F-центров окраски, наведенных радиацией, в объеме образца KBr толщиной 3 mm [7]. В отсутствие поля поглощение у положительного электрода практически не фиксировалось, а максимум поглощения находился у отрицательного Al электрода. При замене нижнего Al электрода на свинцовый толщиной 1 mm поглощение в полосе F-центров окраски уменьшается практически до нуля. Изменения значения электрической прочности образцов не отмечено.

## Обсуждение

Анализ полученных результатов целесообразно провести с учетом протекания тока через границу раздела металл–диэлектрик.

В зазоре толщиной  $s$  между металлическим электродом и диэлектриком напряженность поля составляет

Значения энергии связи электронов, параметры  $W_{gv}$ ,  $W_g$ ,  $W_1$  щелочно-галогидных кристаллов, eV [11,12]

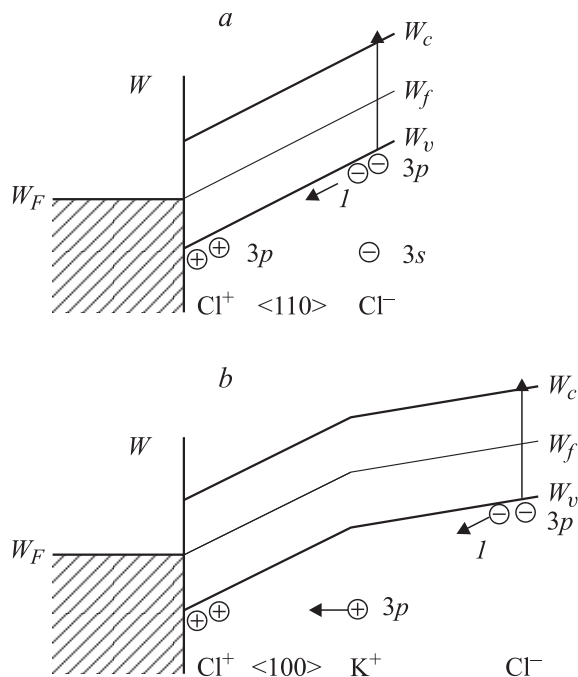
Кристалл	Состояние иона	Энергия	$W_{gv}$	$W_g$	$W_1$
LiF	$1s\text{Li}^+$	56.5	9.4	14.2	37.6
LiCl	$1s\text{Li}^+$	56.5	5.2	9.4	44.5
LiBr	$1s\text{Li}^+$	56.6	4.6	7.5	46.8
LiI	$1s\text{Li}^+$	55.8	3.1	6.2	48.05
NaF	$2p\text{Na}^+$	33.0	10.2	11.7	16.2
NaCl	$2p\text{Na}^+$	31.2	5.6	8.8	20.2
NaBr	$2p\text{Na}^+$	30.8	4.5	7.1	20.95
NaI	$2p\text{Na}^+$	30.9	4.5	5.9	23.75
KF	$3p\text{K}^+$	17.4	7.2	11.4	2.4
KCl	$3p\text{K}^+$	17.5	5.4	8.7	6.1
KBr	$3p\text{K}^+$	17.0	4.2	7.5	7.4
KI	$3p\text{K}^+$	18.0	4.2	6.3	9.6
RbF	$4p\text{Rb}^+$	14.7	9.7	10.3	0.45
RbCl	$4p\text{Rb}^+$	14.6	5.7	8.3	3.4
RbBr	$4p\text{Rb}^+$	14.1	4.6	7.3	4.5
RbI	$4p\text{Rb}^+$	13.9	3.4	6.3	5.9

$E_1 = \epsilon\epsilon_0/E_m$ . Следует принять во внимание, что на поверхности электрода всегда имеются микроострия высотой  $h < s$ . Напряженность поля на вершинах этих микроострий будет  $E_2 = E_1 h/r = E_1 \mu$ , где  $r$  — радиус микроострия,  $\mu$  — коэффициент усиления поля. Если  $s \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  cm,  $\mu \approx 10^2$  раз [8,9]. Следовательно, реальная напряженность поля на вершинах микроострий может быть  $\geq 10^8$  V/cm.

В диэлектрике уровень Ферми лежит приблизительно на середине запрещенной зоны [1]. При контакте металла с диэлектриком положения уровней Ферми выравниваются (рис. 3). На поверхности металла находится слой, обедненный электронами. Электрическое поле  $\sim 10^8$  V/cm вызывает туннельный переход электронов из валентной зоны диэлектрика в металл.

Образование стримера в объеме диэлектрика можно рассмотреть с позиций механизма каскадных оже-переходов [10]. Основные положения данной модели сводятся к следующему.

1. Передача электронного возбуждения в кристаллической решетке идет от атома к атому с учетом электронного строения кристалла. Некоторые характеристики зонной структуры щелочно-галогидных соединений приведены в таблице. Даны значения энергии связи верхних уровней катионов в валентной зоне кристалла (отсчитанные от потолка зоны проводимости), ширина верхней валентной подзоны  $W_{gv}$  и запрещенной зоны  $W_g$  [11,12]. Можно выделить две схемы формирования стримера. Первая схема — для группы кристаллов, у которых ширина энергетического зазора между центром верхней валентной подзоны и верхним уровнем энергии катиона в валентной зоне  $W_1$  больше ширины запрещенной зоны  $W_g$ . К таким кристаллам, как видно из таблицы, можно отнести соединения Li, (LiF, LiCl, LiBr, LiI) и Na (NaF, NaCl, NaBr, NaI), а также KI. Вторая схема применима для кристаллов, у которых  $W_1$



**Рис. 3.** Схема каскадных оже-переходов в кристаллах NaCl (a), KCl (b) в сильном электрическом поле.  $W$  — энергия;  $W_c, W_v$  — уровни энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны;  $W_f, W_F$  — уровни энергии Ферми диэлектрика и металла соответственно.

меньше  $W_g$ . Это условие выполняется для соединений К (KF, KCl, KBr) и Rb (RbF, RbCl, RbBr, RbI). Внешнее поле создает в диэлектрике сильный наклон зон. В результате туннельного перехода идет образование дырок у поверхности диэлектрика, например одной или двух дырок на  $3p$ -уровне ионов  $Cl^+$  кристаллов NaCl, KCl (рис. 3, *a, b*). Движение стримера связано с релаксацией этих дырок и генерацией электронов в зону проводимости. Для кристаллов первой группы распад дырок не может идти с низко лежащих  $1s$ -уровней Li и  $2p$ -уровней Na. Наиболее вероятно, что релаксация дырки происходит с соседнего аниона, расположенного в направлении  $\langle 110 \rangle$ . Например, путем межатомного оже-перехода с переносом заряда с  $3p$ -уровня  $Cl^-$  (переход 1) и последующей генерацией оже-электрона в зону проводимости (рис. 3, *a*).

В кристаллах второй группы релаксация дырки на иона галогена идет с верхних уровней катиона. Так, в KCl релаксация дырки на ионах  $Cl^+$  идет с  $3p$ -уровня  $K^+$ . Для резонансного переноса электрона необходимо поднять  $3p$ -уровень  $K^+$  в KCl на  $\sim 6.1$  eV (рис. 3, *b*). Последующая релаксация дырки на  $K^{++}$  происходит в результате межатомного оже-распада с  $3p$ -уровня  $Cl^-$ . Для кристаллов второй группы направление распространения стримера соответствует кристаллографической ориентации  $\langle 100 \rangle$ . Модельные оценки анодной и кристаллографической направленности пробоя подтверждаются экспериментально. Для образца KBr близкие значения  $W_g$  и  $W_1$  проявляются, видимо, в смене направления пробоя с  $\langle 100 \rangle$  на  $\langle 110 \rangle$  при температуре выше  $50^\circ C$  [13].

2. Изгиб энергетических зон на межатомном расстоянии составляет значение, сравнимое с шириной запрещенной зоны диэлектрика. Вероятность перехода оже-электрона в зону проводимости становится отличной от нуля при условии, что минимальный зазор энергии между  $3p$ -уровнями соседних ионов хлора в NaCl (рис. 3, *a*), а в KCl — между  $3p$ -уровнем  $K^{++}$  и  $3p$ -уровнем  $Cl^-$  (рис. 3, *b*) не меньше ширины запрещенной зоны кристалла. При среднем расстоянии между соседними атомами в решетке  $\sim 3 \text{ \AA}$  (расстояние между  $Cl^- - Cl^- \sim 4 \text{ \AA}$ ) внешняя напряженность поля должна составлять  $\sim 2.5 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$ . Такие напряженности могут реализоваться только вблизи неоднородности электрода или на конце проводящего канала. При высокой напряженности поля возможны два типа генерации электронов в зону проводимости из валентной зоны: по туннельному или по оже-механизму. Для щелочно-галогенидных кристаллов наблюдается близкая к линейной зависимость значений электрической прочности  $E_b$  от ширины запрещенной зоны, что говорит в пользу оже-перехода. При туннельном переходе зависимость  $E_b$  от  $W_g$  должна быть близкой к экспоненциальной.

3. Многочарядные ионы создают сильные электрические поля. Две дырки на ионе хлора образуют эффективный заряд  $Cl^{++}$ , дырка на ионе  $K^+$  дает  $K^{++}$ . Заряд  $e^+$  на межатомном расстоянии 3–4  $\text{ \AA}$  создает напряженность

поля  $\sim 3 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ , а на  $1 \text{ \AA} \sim 10^8 \text{ V/cm}$ . Такие сильные внутренние поля могут быть сравнимы с внешними.

4. Скорость пробоя определяется временем оже-перехода. Учитывая, что в каскадном оже-процессе передача электронов идет от атома к атому, можно оценить скорость пробоя как  $v = 1 \text{ cm}/N\tau$ , где  $N$  — число ионов на длине 1 см, а  $\tau \approx 10^{-14} \text{ s}$  — время оже-перехода [14]. Для NaCl  $N \approx 3 \cdot 10^7$ ,  $v \approx 10^7 \text{ cm/s}$ , что удовлетворительно согласуется с данными эксперимента.

Представляет интерес сравнение зависимости значений статической и импульсной электрической прочности от ширины запрещенной зоны для различных диэлектриков (рис. 4). При анализе данных учитывалась взаимная направленность напряженности электрического поля и канала пробоя. В кристаллах второй группы поле  $E$  и канал пробоя ориентированы вдоль направления  $\langle 100 \rangle$ . Для первой группы пробой идет вдоль  $\langle 110 \rangle$ . В этом случае составляющая поля в направлении  $\langle 110 \rangle$  меньше  $E_b$  в 1.41 раз (на рисунке стрелками показаны уменьшенные в 1.41 раз значения электрической прочности кристаллов NaCl, NaF, LiF). Подтверждением сказанному служит работа [2], где для пластинок кристалла NaCl, вырезанных с поперечным направлением  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$ , отношение пробивных напряжений составляло  $\sim 1/1.41$ . Из рис. 4 видно, что для статических режимов зависимость  $E_b$  от  $W_g$  близка к линейной, но не проходит через начало координат:  $E_b = E_0 + kW_g$  ( $k$  — коэффициент пропорциональности,  $E_0$  — напряженность поля при  $W_g = 0$ ). Возможно, изгиб зон формируется внешним полем и полем дырки в канале стримера, что приводит к снижению пробивного напряжения на величину  $E_0$ . Характер изменения  $E_b$  от  $W_g$  для 30 ns импульсного режима близок к статическому. Для 10 ns длительности импульса зависимость  $E_b$  от  $W_g$  более крутая.

В кристалле KBr в предпробойных электрических полях экспериментально обнаружена генерация  $F$ -центров окраски в области анода [7]. Центры окраски в щелочно-

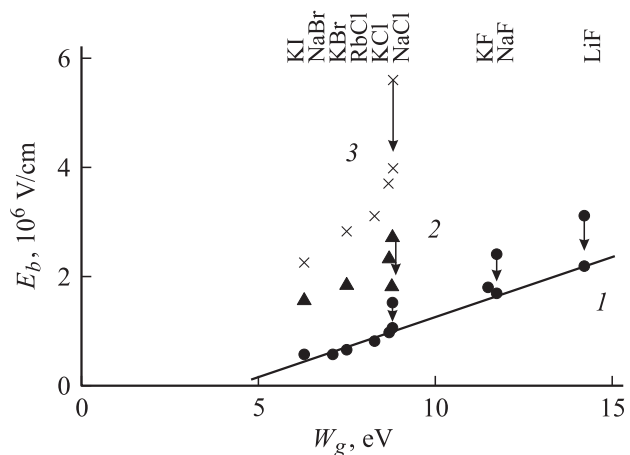


Рис. 4. Зависимость пробивной прочности  $E_b$  от ширины запрещенной зоны  $W_g$  для различных диэлектриков. 1 — данные квазистатического режима [1], 2 — при длительности импульса поля 30 ns (толщина образцов  $\sim 0.15 \text{ mm}$ ) [2], 3 — результаты эксперимента.

галоидных кристаллах создаются безызлучательным распадом автолокализованных экситонов. В свою очередь экситоны возникают при захвате электронов проводимости на свободное состояние автолокализованных дырок [12]. Можно считать, что наблюдаемый эффект образования  $F$  центров, скорее всего, связан с генерацией в электрическом поле электронно-дырочных пар. Факт генерации свободных носителей говорит в пользу модели каскадных оже-переходов. К сожалению, использованный электрооптический способ оценки напряженности поля дал заниженные значения  $E_m$  [7]. По данным методики импульсных токов, при толщине образца 3 mm напряженность поля составляет  $\sim 0.6 \cdot 10^6$  V/cm.

Видно, что для статического и импульсного режимов пробоя свойства основного разряда: анодная и кристаллографическая направленность, скорость, рост значений электрической прочности с увеличением ширины запрещенной зоны диэлектрика удовлетворительно описываются моделью каскадных оже-переходов.

Как отмечалось ранее, первичный канал пробоя формируется в направлении приложения поля  $\langle 100 \rangle$  и распространяется с дозвуковой скоростью [2,3]. Исследование действия предпробойного электрического поля в тонких слоях щелочно-галоидных кристаллов показало наличие генерации точечных и линейных дефектов. Концентрация этих дефектов увеличивается пропорционально температуре образца и длительности действия поля [15]. Вероятно, образование первичного канала пробоя обусловлено миграцией и генерацией линейных дефектов, способствующих созданию каналов и областей предпочтительного переноса заряда.

На наш взгляд, увеличение пробивных напряжений с уменьшением длительности импульса поля связано с условиями протекания тока через границу металл-диэлектрик. Возможно, на поверхности диэлектрика существует запирающий изгиб зон, препятствующий одновременно и туннелированию электронов из валентной зоны, и выходу свободных электронов в металл. В этом случае положительный заряд в диэлектрике не накапливается. Снизить влияние изгиба зон можно либо за счет образования на поверхности линейных дефектов, либо за счет спрямления энергетических зон. Первый случай требует длительного действия поля и реализуется при квазистатической пробое. Второй случай имеет место в наносекундном диапазоне при высокой напряженности поля.

## Заключение

Таким образом, в импульсных электрических полях для щелочно-галоидных кристаллов отмечено наличие двух различных каналов пробоя с анода: первичного и основного. В основном канале генерация первичных носителей, необходимых для создания ударной лавины, реализуется по механизму каскадных оже-переходов в валентной зоне диэлектрика. Первичный канал пробоя, наиболее вероятно, связан с генерацией и миграцией

линейных дефектов, способствующих созданию каналов переноса заряда. Увеличение электрической прочности в импульсном режиме, скорее всего, обусловлено сложными условиями протекания тока через границу металл-диэлектрик, возможно, за счет существования запирающего изгиба зон на поверхности диэлектрика. Подтверждением этому служит факт уменьшения импульсных пробивных напряжений до статических при наличии первичного канала разряда.

## Список литературы

- [1] Сканава Г.И. Физика диэлектриков (Область сильных полей). М.: Физматгиз, 1958. 907 с.
- [2] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высшая школа, 1966. 234 с.
- [3] Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург, 2000. 258 с.
- [4] Ханефт И.Г., Ханефт А.В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 4. С. 42–45.
- [5] Куликов В.Д. // Изв. Латв. АН. Сер. физ. и техн. наук. 1990. № 5. С. 97–105.
- [6] Куликов В.Д., Лисюк Ю.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 7. С. 74–86.
- [7] Куликов В.Д. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 3. С. 36–41.
- [8] Little R.P., Whitney W.F. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 8. P. 2430–2436.
- [9] Бугаев С.П., Месяц Г.А. // Импульсный разряд в диэлектриках / Под ред. Г.А. Месяца. Новосибирск: Наука, 1985. С. 4–25.
- [10] Куликов В.Д. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 4. С. 77–82.
- [11] Немошкаленко В.В., Алешин В.Г. Электронная спектроскопия кристаллов. Киев: Наукова думка, 1976. 336 с.
- [12] Алукер Э.Д., Лусис Л.Ю., Чернов С.А. Электронные возбуждения и радиолоуминесценция щелочно-галоидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 252 с.
- [13] Gaspari M.E. // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. N 9. P. 1679–1691.
- [14] Эланго М.А. Элементарные неупругие радиационные процессы. М.: Наука, 1988. 150 с.
- [15] Воробьев Г.А., Еханин С.Г., Несмелов Н.С. // Изв. вузов. Физ. 2000. № 8. С. 26–35.